



TITLE:

超伝導の圧力効果

AUTHOR(S):

垣谷, 俊昭

CITATION:

垣谷, 俊昭. 超伝導の圧力効果. 物性研究 1966, 6(6): 225-236

ISSUE DATE:

1966-09-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/85913>

RIGHT:

超伝導の圧力効果

垣谷俊昭(阪大基礎工)

(8月19日受理)

§1 Introduction

圧力効果で興味あるのは、格子間隔の変化の影響を直接うける現象である。超伝導を記述するBCS方程式は

$$T_c = 0.85 \theta_D \exp(-1/N(0)V) \quad (1)$$

で表わされ、Debye 温度 θ_D , electron の Fermi 面での state density $N(0)$, および coupling parameter V は格子間隔の変化によって影響をうける。これまで超伝導の転移温度 T_c , 臨界磁場 H_0 の圧力効果の実験が多く発表されており、¹⁾ non-transition metal については、 T_c をのぞいて圧力をかければ T_c は下る。10 Katm の圧力をかけて、 T_c は $0.2 \sim 0.4^\circ \text{K}$ しか下らないが、各 element に共通した性質があるので興味深い。第1図に示すように、nontransition metal については

$$\frac{d \ln(T_c / \theta_D)}{d \ln v} = \varphi \ln \frac{\theta_D}{T_c} + c_1, \quad \varphi \sim 2.5, \quad c_1 \sim 0 \quad (2)$$

の関係がなりたつ。(1)と(2)を比べると

$$\varphi = \frac{d \ln N(0)V}{d \ln v}$$

であることがわかる。さて、 φ が element によらずほぼ一定値をとることは、 $d \ln N(0)/d \ln v$ と $d \ln V/d \ln v$ とが相殺していると考えられる。しかし、それがどのように相殺しているかについては、 $N(0)V$ を microscopic な parameter で表わし、各々の圧

垣谷俊昭

力効果をみなければ
ならない。今まで

T_c 自身 microscopic

な parameter で十

分精密に与えられて

いないので、その圧

力効果を求めること

は非常にむずかしい

と言える。一方 φ の

定義をみれば、

体積で微分するので

体積に依存しない定

数は消える。従つて

体積に依存する

parameter のみ集

めればよい。この考

え方でまず、Morel, 第1図

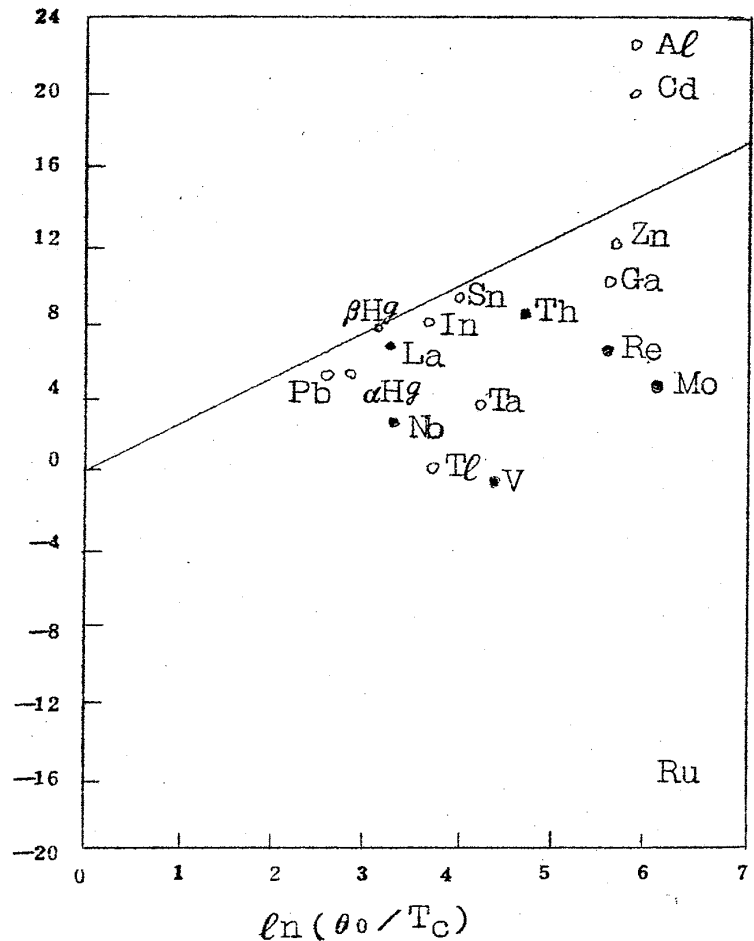
Anderson³⁾ が与え

た $N(0)V$ を用いて、

どの程度 φ と $dT_c/d\varphi$

を説明できるか調べてみる。(以下、Morel, Anderson を M. A. と略す。)

$\frac{d \ln(T_c/\theta_D)}{d \ln v}$



いろいろな超伝導金属の $\ln(\theta_D/T_c)$

対 $d \ln(T_c/\theta_D)/d \ln v$

○ non transition metal

● transition metal

§2. Theory

M. A. は $N(0)V$ を次のように与えた。

$$N(0)V = \lambda - \mu^* = \lambda - \frac{\mu}{1 + \mu \ln \frac{\epsilon_F}{\omega_1}}, \quad \lambda = \frac{1}{2} \left[\frac{k_S^2}{k_S^2 + \frac{3}{5} q_D^2} \right]^2 \quad (3)$$

第一項は phonon induced interaction による項、第二項は Coulomb

interaction をくり入れたためにできた項である。(3) を体積で微分すると

$\varphi \sim 0.2$ となり、実験値の 2.5 と合わない。これは M. A. の取り扱いの中で、

超伝導の圧力効果

metal に対してjellium modelをとり、 λ の式の中で、 $C_S^2 = \frac{1}{3} \frac{m}{M} v_0^2$ とおいているためである。 C_S は音速、 M はion mass、 m はelectron mass、 v_0 はFermi velocity である。この関係式は値については正しいが、pressure effect に於ては正しくない。両辺を体積で微分すれば

$$\text{左辺} = \frac{d \ln C_S^2}{d \ln v} = 2 \left(-r_G + \frac{1}{3} \right) \sim -3.3, \quad \text{右辺} = \frac{d \ln v_0^2}{d \ln v} = -\frac{2}{3}$$

となり一致しない。ここで r_G はGrüneisen constant. である。音速の圧力効果をみるときは、cohesive energy の2階微分が効くため、metal中のvan der waals force やion-ion interaction の項が重要になる。従つて、それらの効果をGrüneisen constantの中に含め、その実験値を用いることにする。phononのparameterを残して、 λ をかきなおすと、

$$\lambda = \frac{1}{2} \frac{NZ^2}{M C_S^2 N(0)} < \left[\frac{k_S^2}{k_S^2 + q^2} \right]^2 >_{\text{av.}} \quad (4)$$

となる。 N は 1 cm^3 中のatomの数、 z は価電子数、 k_S はThomas Fermiのscreening constant、 q はphononのmomentum で、 $< >_{\text{av.}}$ はmomentum space で平均をとる。ところでelectronのmomentum を \underline{k} 、 \underline{k}' とすれば、 $\underline{k} - \underline{k}' = \underline{K} = \underline{G} + \underline{q}$ とかけ、 \underline{G} は逆格子ベクトルである。超伝導に寄与するelectronのmomentum はFermi momentumに近い値をもつ。このようにすれば、phononのmomentum spaceでの平均のweightは K に比例する。Umklapp processを入れたときにも、Normal processと同様のweightが成り立つとして、

$$< \left[\frac{k_S^2}{k_S^2 + q^2} \right]^2 >_{\text{av.}} = \frac{\int_0^{q_D} \left(\frac{k_S^2}{k_S^2 + q^2} \right) q dq}{\int_0^{q_D} q dq} = \frac{k_S^2}{k_S^2 + q_D^2}$$

となる。 $N(0)V$ を体積で微分すると、

$$\varphi = \frac{d \ln (\lambda - \mu^*)}{d \ln v} = \frac{N(0)V + \mu^*}{N(0)V} \frac{d \ln \lambda}{d \ln v} - \frac{\mu^*}{N(0)V} \frac{d \ln \mu^*}{d \ln v} \quad (5)$$

垣谷俊昭

$$\frac{N(0)V + \mu^*}{N(0)V} \cdot \frac{d \ln \lambda}{d \ln v} = \frac{N(0)V + \mu^*}{N(0)V} \left\{ \frac{d \ln N}{d \ln v} - \frac{d \ln C_S^2}{d \ln v} - \frac{d \ln N(0)}{d \ln v} + \frac{d \ln \left(\frac{k_S^2}{k_S^2 + q_D^2} \right)}{d \ln v} \right\}$$

$$= \frac{N(0)V + \mu^*}{N(0)V} \left[2r_G - \frac{k_S^2}{k_S^2 + q_D^2} g - \frac{2}{3} - \frac{1}{3} \frac{q_D^2}{k_S^2 + q_D^2} \right] \quad (6)$$

$$\frac{\mu^*}{N(0)V} \frac{d \ln \mu^*}{d \ln v} = \frac{\mu^*}{N(0)V} \frac{1}{\left(1 + \mu \ln \frac{\epsilon_F}{\omega_1} \right)} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{k_S^2}{\mu(4k_0^2 + k_S^2)} \right) \left(g - \frac{1}{3} \right) \quad (7)$$

ここで、 $r_G = -d \ln \theta / d \ln v$, $g = d \ln r / d \ln v = d \ln N(0) / d \ln v + 1$,
で r は electronic specific heat constant である。 g の値は例えば、
 T_C と H_0 の pressure dependence の実験から、BCS の助けを得て求め
ることができる。²⁾

nontransition metal について、 φ を第 1 表にまとめる。

第 1 表 φ の実験値と理論値

	$N(0)V$	μ^*	$\frac{k_S^2}{4k_0^2}$	$\frac{q_D^2}{k_S^2}$	r_G	g	$\frac{N(0)V + \mu^*}{N(0)V} \frac{d \ln \lambda}{d \ln v}$	$\frac{\mu^*}{N(0)V} \frac{d \ln \mu^*}{d \ln v}$	$\varphi_{\text{theor.}}$	$\varphi_{\text{exp.}}$
Al	0.175	0.10	0.35	0.54	1.96	1.7 ± 0.2	3.6	0.15	3.4	3.7
In	0.29	0.10	0.40	0.48	1.60	1.0 ± 0.2	2.4	0.04	2.4	2.3
Sn	0.25	0.10	0.37	0.43	1.85	1.7 ± 0.3	2.4	0.10	2.3	2.3
Pb	0.39	0.10	0.38	0.41	1.12	1.7 ± 0.2	0.53	0.06	0.47	2.0
Zn	0.18	0.09	0.39	0.64	2.15	7 ± 4	0.50	0.45	0.05	2.2
Tl	0.27	0.09	0.42	0.45	1.51	4 ± 2	6.7	-0.17	6.9	0
α -Hg	0.35	0.10	0.43	0.58	(3.00)	7.3 ± 0.3	2.1	0.30	1.8	1.8
Cd	0.175	0.09	0.43	0.58	2.10	0.5 ± 1	4.6	0.01	4.6	3.2

$N(0)v$ は実験値を用いた。 $N(0)V$, μ^* , $k_S^2 / 4k_0^2$ は 3) より引用した。 r_G は 4) より引用した。又 compressibility から得た r_G を用いた。これらについては §3 で検討する。 g , $\varphi_{\text{exp.}}$ は 2) より引用した。

第一表より

$$\frac{\mu^*}{N(0)V} \frac{d \ln \mu^*}{d \ln v} \ll \frac{N(0)V + \mu^*}{N(0)V} \frac{d \ln \lambda}{d \ln v}$$

であることがわかり、phonon induced interactionが主に効いている。又 $d \ln \lambda / d \ln v$ には r_G が主に効いている。 φ の理論値と実験値はかなり一致している。次に dT_c / dp の値を求め実験値と比較することにする。(1) より、

$$\frac{dT_c}{dp} = \frac{dT_c}{d \ln v} \frac{d \ln v}{dp} = \frac{1}{N(0)V} \frac{d \ln N(0)V}{d \ln v} \cdot \frac{d \ln v}{dp}$$

従つて

$$\frac{dT_c}{dp} = \kappa T_c \left(r_G - \frac{1}{N(0)V} \frac{d \ln N(0)V}{d \ln v} \right)$$

となる。 κ は compressibility

第2表 dT_c / dp の実験値と理論値

	T_c (°K)	r_G	φ_{theor}	κ $\times 10^6 / \text{atm}$	$(\frac{dT_c}{dp})_{\text{theor.}}$ $\times 10^5 \text{ K/atm}$	$(\frac{dT_c}{dp})_{\text{exp.}}$ $\times 10^5 \text{ K/atm}$
Al	1.19	1.96	3.4	1.36	-2.8	-2.9 ± 0.2
In	3.41	1.60	2.4	2.39	-5.4	-4.3 ± 0.2
Sn	3.73	1.85	2.3	1.81	-5.0	-4.6 ± 0.1
Pb	7.19	1.12	0.47	2.28	-1.4	-3.80 ± 0.07
Zn	0.91	2.15	0.05	1.64	0.28	-1.6 ± 0.4
Tl	2.39	1.51	6.9	2.73	-15.7	2.3 ± 0.1
α -Hg	4.15	(3.00)	1.8	3.47	-2.2	-3.70 ± 0.05
Cd	0.54	2.10	4.6	2.10	-2.7	-2.0 ± 0.2

κ は A) より引用した。 $(dT_c / dp)_{\text{exp.}}$ は 2) より引用した。第2表から、Al, In, Sn, Cd では割合実験と合っていることがわかる。Pb, Hg のような strong coupling superconductor では、実験値より小さい。Zn で実験値と合わないのは、 φ の誤差が大きいためであろう。もし $\varphi = 3$ とすれば、 $\varphi = 2.4$, $dT_c / dp = -1.7 \times 10^{-5} \text{ deg/atm}$ となり実験値とよく一致する。

垣谷俊昭

T_c では実験値と全然合わない。第2図に示すように、bで最大の T_c を示すようなanomalyがある。 φ , dT_c/dp をa-dの領域で求めて実験値と一致しなかつたがb-cの領域では多分理論と実験は一致すると思われる。a-bの領域については§3で述べる。

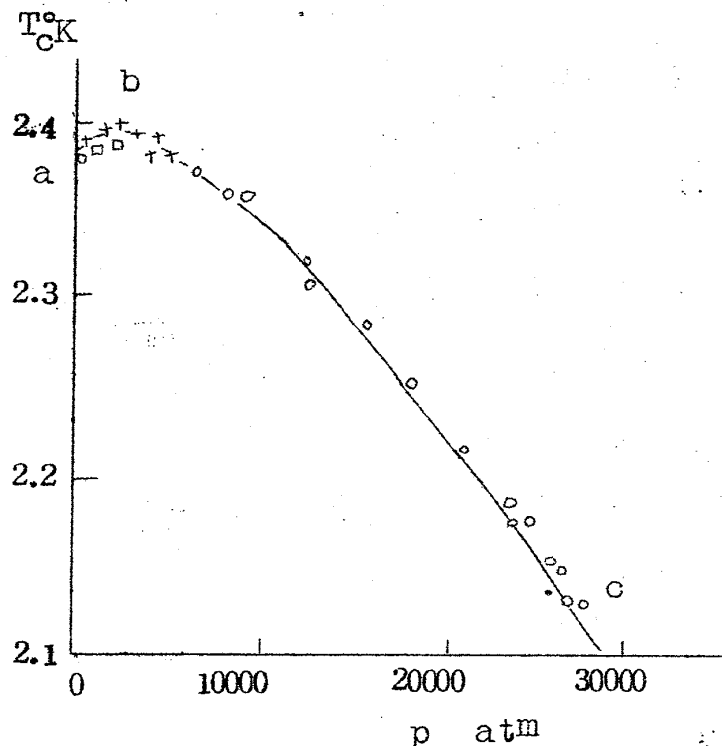
§3 Discussion

(i) まずM.A.の方法がどれ程信頼できるものか検討する。

M.A.はdeformation potential theoremからUmklapp processをNormal process以上には重要視しなかつた。すなわち $\underline{K} = \underline{k} - \underline{k}' = \underline{G} + \underline{q}$ なるwave vectorに対して、form factorを $U(\underline{K}) = U(\underline{q})$

とおいた。しかし実際の格子

振動をNormal processだけで記述すると、短波長のとき意味のないものになる。又deformation potential theoremは長波長の領域に於てのみ適している。⁵⁾従つて短波長の領域が重要となる超伝導に於ては、deformation potential theoremは適用出来ないと思われる。又M.A.はform factorをThomas Fermi近似のdielectric constantを用いて表わしたが、実際はpotentialはもつと浅く、pseudopotentialを用いるのがよい。又M.A.ではUmklapp processを考慮しなかつたため、横波の超伝導への寄与を無視してしまつた。しかしtunnelingの実験から、横波も超伝導に多く寄与していることが明らかである。横波とのcouplingがあれば、phononの



第2図 T_c の転移温度の圧力の変化

: Buckel

: Bowen & Jones

: Jennings & Swenson

より引用した。

frequency spectrumで多くの peak を適当に考慮しなければならない。
frequency は coupling parameter に対して $1/\omega_q^2$ の形で寄与するので、
frequency の低い横波が effective になる。以上のことを考慮して M.A.
の parameter λ をかきなおすと

$$\lambda = \frac{1}{2} N(0) \frac{NZ^2}{M\omega_1^2} < [(\underline{K} \cdot \underline{e}_q) U(\underline{K})]^2 >_{av}. \quad (9)$$

となる。 $1/\omega_1^2$ は phonon の frequency spectrum に於て、Umklapp process を通して couple する横波と、Normal process, Umklapp process を通して couple する縦波に適当な weight をつけて平均したものである。 $(\underline{K} \cdot \underline{e}_q)^2$ は \underline{K} の \underline{q} に平行な成分と、垂直な成分の和で、 $K^2 + K^2 \sin 2\theta$ とかくことができる。ここで θ は \underline{K} と \underline{q} のなす角度であり、平均をとれば $\langle \sin 2\theta \rangle = 0$ となるので計算は容易になる。

このように(3)で与えられる $N(0)V$ は定質的な信頼性にとぼしい。しかしその圧力効果に注目するとき、各パラメータが体積の何乗に依存するかが重要になる。(4)式と(9)式を比べると、Umklapp process の有無と form factor にちがいがあがあるが、各々の圧力依存性は本質的には変っていないと思われる。 ρ に主に効くのは r_G であることがわかったが、それが λ の式の中で分母の C_S^2 からくることについては両者で共通している。従つて、(4)式を用いて圧力効果を調べることは十分意味があり、信頼できる。

(ii) P_b, H_g のような strong coupling をする超伝導物質に対しては、phonon scattering life time を考慮しなければならないだろう。しかしそのために、上の理論値から大きくはずれることはないだろう。

(iii) Gruneisen constant は熱力学的に Gruneisen の関係式によつて求めることができる。すなわち

$$\tau_G = \frac{\alpha_L v}{c_L \kappa} \quad (10)$$

である。 α は thermal expansion coefficient, κ は compressibility, c_L は lattice の specific heat である。一方 compressibility の nonlinearity から Slater の方法⁶⁾で τ_G を求めることができる。しかし常

垣谷俊昭

温で二つの方法で求めた r_G が一致しない metal が多い。それは熱力学的に得た r_G は $1/(\exp(\hbar \omega_K / kT) - 1)$ の分布に従つてできた phonon について平均をとっているのに対し、compressibility から得られる r_G は、あたかも frequency が零の phonon をみているといえる。従つて低温では熱力学的に得た r_G は compressibility から得られる r_G に近くなると予想される。低温で thermal expansion の測定はあまり成されておらず、超伝導物質では Pb と Al だけである。すべての element についてデータが得られないので、第1表では compressibility から得た r_G を用いた。Pb⁷⁾, Al⁸⁾ については、低温の thermal expansion coefficient の測定値を用いて (10) から求めると、 $r_G(\text{Pb}) = 2.7$, $r_G(\text{Al}) = 2.6$ となり、第一表の値より少し大きくなる。しかし r_G が $(\theta_D)^3$ に比例するので、 θ_D のきめ方で r_G の値は大きく変わる。この r_G を用いて g を求めると、 $g_{\text{Pb}} = 4.2$, $g_{\text{Al}} = 4.7$ となる。(IV) g の値は Mikura⁹⁾, Varley¹⁰⁾ によつて熱力学的に electron の Grüneisen constant と等価であることが示された。

$$g = \frac{d \ln r}{d \ln v} = r_e = \frac{3 \alpha_e v \kappa}{c_e}$$

そこで thermal expansion coefficient は温度依存性によつて、electron part と lattice part に分けることができ、 $\alpha = AT + BT^3 = \alpha_e + \alpha_L$ となる。一方比熱の方も、同じ温度依存性によつて electron part と lattice part に分けることができる。これらの値を用いて上式から g を求めることができる。

又 Olsen と Rohrer¹¹⁾ は熱力学的に出発して、

$$v_n - v_s = v_s \frac{H_c}{4\pi} \left(\frac{\partial H_c}{\partial p} \right)_T + \frac{H_c^2}{8\pi} \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)$$

$$\frac{\partial H_c}{\partial p} = a + b \left(\frac{T}{T_c} \right)^2, \quad a = \frac{\partial H_0}{\partial p}, \quad b = \frac{\partial H_0}{\partial p} - \frac{H_0}{r} \frac{\partial r}{\partial p}$$

なる式を与えた。 $(v_n - v_s)/v_s$ を温度の函数として測定することによつて a, b を求めることができ、従つて g の値を求めることができる。これらの方法によつて得た g は必ずしも一致せず、誤差も大きい。第1表の g の値は主に

後者の方法で得られた値である。 φ の値はfree electron modelをとれば $\frac{2}{3}$ となるが、第1表の φ の値はこれより大きくなっている。これはelectronのFermi面がBragg反射面でゆがめられており、圧力をかけると、そのゆがみが更に増し、実質的にstate densityを下げていると考えられる。

(v) Tlのanomalyな圧力効果に関して、elastic constantがhexagonal axisにperpendicularな方向と^{parallel}の方向とで、符号を変えることが報告されている。^{11), 12)} 又Hgをimpurityとして、少し加えたとき、圧力効果に対してnormalな部分が変わらず、anomalyな部分が減少することが報告されている。¹³⁾ これからTlの圧力効果には2つのmechanismが効いており、圧力の高い領域では、anomalyを示すmechanismは効かなくなる。従って圧力の高い領域ではnormalな圧力効果だけを示し、これまでの理論でよく説明できると思われる。

(vi) transition metalについて同様の圧力効果を調べたが、実験値と合わなかった。実験値では、 T_c の圧力効果は小さく、又その符号を変えることがある。transition metalの場合には複雑なband構造を考えなければならず、今迄のような簡単な議論では済まないと思われる。

(vii) $dT_c/dp < 0$ の超伝導金属に圧力を十分かければ、 $T_c = 0$ とすることができるかどうかという問題は、非常に興味あり、これまで二つの考えが提出されている。Olsen等は一つのelementについて、圧力を加えていつたとき φ が一定であると仮定して、

$$\frac{\ln(T_c/\theta_D)_p}{\ln(T_c/\theta_D)_{p=0}} = \left(\frac{v(p)}{v(0)} \right)^{-\varphi} \quad (11)$$

を導いた。¹⁴⁾ $v(p)$ は圧力 p のときの体積。(11)によると $v=0$ になつてはじめて $T_c = 0$ となることができる。従って圧力を加えるだけでは超伝導状態を正常状態に移すことができない。

一方BrandtとN. I. Ginzburg^{15), 16), 17)}はnontransition metalに於ては $N(0)$ は圧力に依存せず、coupling parameter V が圧力をかけると減少し、 $dT_c/dp < 0$ となると考えた。critical pressureを P_c として、 T_c のpressure dependenceは

$$T_C = A \exp \left(-\frac{a}{P_C - P} \right) \quad (12)$$

で与えられると仮定した。A, a は constant. Cd に対して、 $T_C(p)$ の実験データと比較して

$$57,000 \text{ atm} \lesssim P_C \lesssim 70,000 \text{ atm}$$

とした。しかし実験では 26,000 atm までしかデータがなく、(12) が実験曲線と十分一致しているかどうかについては決定的なことは言えない。ところで、M. A. で与えられる $N(0)V$ を用いると、

$$\varphi = aN(0)V + b$$

$$a = \left(2r_G - \frac{k_S^2}{k_S^2 + q_D^2} g - \frac{2}{3} - \frac{1}{3} \frac{q_D^2}{k_S^2 + q_D^2} \right)$$

$$b = \mu^* \left\{ a - \frac{1}{1 + \mu \ell n \frac{\epsilon_F}{\omega_1}} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{k_S^2}{\mu (4k_0^2 + k_S^2)} \right) \left(g - \frac{1}{3} \right) \right\}$$

となる。a, b に於て、 k_S^2 , q_D^2 , k_0^2 , μ^* は圧力に対して一定でなく、 r_G , g も圧力が大きくなれば減少すると考えられる。しかし a の中では、 r_G が主に効いており、あまり圧力が大きくなれば、 r_G は変化しないので、a はほぼ一定と考えられることができる。b に於ては、 μ^* は圧力によつて、あまり変化せず、主に a によつてきまる。従つて b もほぼ一定としてよい。従つて $N(0)V=0$ となる圧力があまり大きくない場合には (13) で、

$\varphi = d \ell n N(0)V / d \ell n v$ の定義式にもどして解くと、

$$\frac{v(p)}{v(0)} = \left(\frac{b}{aN(0)V + b} \right)^{\frac{1}{a}} \quad (14)$$

となる。 $N(0)V$ は $p=0$ のときの値をとる。

第 3 表に dT_C/dp で実験と一致した nontransition metal について、 $T_C=0$ となる体積を列記した。これによると、一番体積変化が少くてすむ Cd でさえ、31% の体積変化が必要になる。そのため、圧力の小さな範囲に於てという仮定を悪くしている。従つて $v(p)/v(0)$ の order estimate の範囲にとどまらざるを得ない。しかし Olsen 等が与えたような $T_C=0$ となるのは

$v=0$ に限るという結論とは一致しない。

第3表 転移温度を0°Kにする体積変化

	a	b	$\frac{v(p)}{v(0)}$
Al	2.3	0.20	0.62
In	1.8	0.17	0.46
α -Hg	1.6	0.06	0.15
Sn	1.7	0.15	0.45
Cd	2.9	0.26	0.69

§4 結 論

Morel, Anderson の与えた $N(0)V$ を用いて、その圧力効果を調べた。各 element について、 r_G , g の正確な値がわからないので、そこからくる誤差を考慮しなければならないが、nontransition metal で φ および dT_C/dp は実験とかなり良い一致を示した。又 φ が element にあまりよらず、ほぼ2.5 の値をとるということは、主に r_G が element にあまりよらず、ほぼ2 の値をとることに関係づけられていることがわかった。 $dT_C/dp < 0$ より圧力を十分大きくすれば、 $T_C = 0$ となる可能性があるが、圧力の低い領域での取り扱いを拡張して求めると、Cd で、31 % 圧縮したとき、 $T_C = 0$ となることがわかった。

謝 辞

この研究にあたって、終始御指導下さった大阪大学基礎工学部の恒藤敏彦先生に感謝します。又有益な Discussion を下さった大阪市立大学工学部の横田万理夫先生、串部宏之先生に感謝します。

引 用 文 献

- 1) N. B. Brandt and N. I. Ginzburg, Soviet Physics Uspekhi 8, 202 (1965)

垣谷俊昭

- 2) M. Levy and J. L. Olsen "Physics of High Pressure and Condensed Phase" edited by A. Van Itterbeek (North-Holland Publishing Company-Amsterdam 1965) P. 525
- 3) P. Morel and P. W. Anderson, Phys Rev. 125, 1263 (1962)
- 4) Karl and A. Gschneidner, Jr, "Solid State Physics" edited by F. Seitz and D. Turnbull (Academic Press Inc, New York 1964) vol. 16
- 5) L. J. Sham and J. M. Ziman "Solid State Physics" edited by F. Seitz and D. Turnbull vol. 15
- 6) J. C. Slater, Phys. Rev. 57, 744 (1940)
- 7) G. K. White, Phil. Mag. 7, 271 (1962)
- 8) G. K. White, Phil. Mag. 6, 815 (1961a)
- 9) Z. Mikura, Proc. Phys. Math. Soc. Japan, 23, 309 (1941)
- 10) Varley, J. H. O, Proc. Roy. Soc. A, 237, 413 (1956)
- 11) J. L. Olsen and H. Rohrer, Helv. Phys. Acta 30, 49 (1957)
J. L. Olsen and H. Rohrer, Helv. Phys. Acta 33, 872 (1960)
- 12) G. D. Cody, Phys. Rev. 111, 1078 (1957)
- 13) N. B. Brandt, N. I. Ginzburg and Makarov, Soviet Physics JETP 22, 61 (1966)
- 14) Olsen, Bucher, Zevy, Muller et al., Rev. Modern Phys. 36(1), 168 (1964)
- 15) N. B. Brandt and N. I. Ginzburg, JETP 44, 478 (1963)
- 16) N. B. Brandt and N. I. Ginzburg, JETP 46, 1216 (1964)
- 17) V. L. Ginzburg, JETP 44, 2104 (1963), Soviet Phys. JETP 17, 1415 (1963)